

Laser-Experimente mit einzelnen Atomen und der Test der Quantenphysik

Walther, Herbert

Veröffentlicht in:
Jahrbuch 1989 der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft, S.231-245



Verlag Erich Goltze KG, Göttingen

Laser-Experimente mit einzelnen Atomen und der Test der Quantenphysik

Von **Herbert Walther**

Sehr geehrter Herr Präsident,
verehrte Festversammlung!

Ihnen Herr Präsident und der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft möchte ich für die Verleihung der Carl-Friedrich-Gauß-Medaille meinen herzlichsten Dank aussprechen; ich erachte es als eine große Ehre, daß ich diese Auszeichnung erhalten habe und sehe die Verleihung gleichzeitig als Verpflichtung für meine künftige Arbeit an. Herrn Kollegen Welling danke ich für die freundliche Laudatio.

In meinem Vortrag möchte ich auf einige Probleme eingehen, die meine Mitarbeiter und mich in den letzten Jahren beschäftigt haben; es handelt sich dabei um Experimente zu den Grundlagen der Quantenmechanik.

Die Aussagen der Quantenmechanik sind Wahrscheinlichkeitsaussagen, d.h. wir bekommen von der Theorie eine Vorhersage mit welcher Wahrscheinlichkeit ein bestimmtes Ereignis eintritt. Verfolgen wir viele Atome, dann wissen wir, welcher Bruchteil einem bestimmten Phänomen unterworfen wird oder welcher Bruchteil dem Ablauf eines Versuchs folgt. Die Aussagen beschreiben das gemittelte Verhalten eines Ensembles von Atomen, das Ensemble-Mittel. Beobachten wir im Gegensatz dazu ein Einzelatom und verfolgen wir das Verhalten dieses Teilchens, so können wir nicht sagen, ob dieses Teilchen im nächsten Moment einer Vorhersage folgen wird, wir können nur die Wahrscheinlichkeit angeben, mit der ein bestimmtes Ereignis eintritt. Um zum Vergleich mit der Aussage der Quantenmechanik zu kommen, müssen wir das gleiche Atom sehr oft beobachten und dann das mittlere Verhalten in der Zeit, das sogenannte Zeit-Mittel bestimmen. Wir haben somit einerseits das Ensemble-Mittel bei der Beobachtung vieler Teilchen und andererseits das Zeit-Mittel bei der Beobachtung eines Teilchens nacheinander. Beide Größen werden unter bestimmten Voraussetzungen als gleich angesehen, dies ist die Aussage des Ergoden Theorems, das in der statistischen Mechanik aufgestellt wurde und das auch auf die Quantenmechanik übertragen werden kann.

Nach der bisherigen Diskussion scheint es zunächst naheliegend zu sein, daß man nicht notwendigerweise das Verhalten individueller Teilchen verfolgen muß; zur Überprüfung der Quantentheorie genügt es, viele Atome d.h. ein Ensemble zu betrachten. Das letztere bleibt jedoch nicht mehr richtig, wenn eine zusätzliche Wechselwirkung der Teilung untereinander möglich ist. Die Anwesenheit vieler Teilchen ändert durch eine gegenseitige Beeinflussung das Ergebnis. In diesem Falle ist die Anwendbarkeit des Ergoden Theorems eingeschränkt und man ist unbedingt auf die Beobachtung einzelner Teilchen angewiesen.

Die Untersuchung einzelner Teilchen und Ereignisse ist in der Physik nichts Neues. In der Hochenergiephysik sind es in vielen Fällen eine geringe Zahl von Ereignissen, auf denen die Überprüfung von Gesetzen basiert. So erhielten Rubia und van der Meer den Nobelpreis für die Beobachtung von nur wenigen intermediären Bosonen W und Z_0 . Wir sollten uns jedoch klar machen, daß in diesem Gebiet der Physik die Beobachtung individueller Ereignisse kein sehr großes Problem darstellt, wenn man vom technischen Aufwand bei der Erzeugung der Teilchen absieht, weil dazu überdimensionale Beschleuniger benötigt werden. Der Nachweis der Teilchen ist deshalb so einfach, weil sie eine sehr hohe Energie besitzen. Sie hinterlassen in den Nachweisgeräten intensive Spuren. Dabei verlieren sie etwas Energie, diese ist jedoch zu vernachlässigen, da die Teilchen sehr viel davon mitbringen.

Versuchen wir Einzel-Atom Ereignisse bei niederen Energien, z.B. in einem Bereich nachzuweisen, der noch wesentlich tiefer liegt als die thermische Energie, dies sind rund 10 Größenordnungen zu den Experimenten der Hochenergiephysik, so ist dies wesentlich schwieriger. Erst vor wenigen Jahren ist es gelungen, Einzelatomereignisse in diesem Energiebereich zu beobachten; im wesentlichen ist dies der Erfolg der Methoden der Laserspektroskopie.

Hier sollen einige dieser Experimente diskutiert werden. Alle Experimente, die ich herausgreife, behandeln die Wechselwirkung von Strahlung mit Atomen. Sie geben neue Einblicke in die Absorptions- und Emissionsvorgänge von elektromagnetischer Strahlung durch Atome. Diese Phänomene haben in der Physik schon immer eine große Rolle gespielt; Beispiele sind die Entwicklung der Spektralanalyse durch Kirchhoff und Bunsen im letzten Jahrhundert, die Arbeiten von Planck zur Schwarzkörperstrahlung, die Entwicklung des Bohr'schen Atommodells oder in der nahen Vergangenheit die Entwicklung der Quantenelektrodynamik als Folge der Abweichungen, die bei Präzisionsmessungen am Wasserstoff-Atom gefunden worden sind.

Die erste Gruppe von Experimenten, die ich diskutieren möchte, behandeln den Ein-Atom-Maser. In einem Maser (Maser ist das Akronym für **M**icrowave **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) wird Mikrowellen-Strahlung verstärkt und auch erzeugt. Er besteht aus einem Resonator, in den angeregte Atome oder Moleküle geschickt werden. Aufgrund der stimulierten Emission werden die Atome veranlaßt, ihre Energie phasengerecht abzugeben. Auf diese Weise ist es möglich, einen Oszillator mit sehr großer Frequenzreinheit und sehr großer Frequenzstabilität zu erhalten.

Der Maser, der erstmals im Jahre 1957 durch Gordon, Zeiger und Townes mit Ammoniak-Molekülen realisiert worden ist, wurde später zum Laser weiterentwickelt, der ebenfalls auf der stimulierten Strahlungserzeugung beruht, jedoch Licht anstelle von Mikrowellen erzeugt. Die Laser sind, wie ich bereits erwähnt habe, eine wesentliche Voraussetzung für die Experimente, die ich hier diskutieren werde.

Atome in einem Resonator

Die experimentelle Realisierung des Masers und später auch des Lasers hat das Interesse an exakten Modellen geweckt, die die Wechselwirkung zwischen elektro-

magnetischer Strahlung und Atomen beschreiben. Das elementarste Problem ist dabei der Austausch von Energie zwischen einem idealisierten Zwei-Zustands-Atom (bei einem solchen Atom wird zur Vereinfachung neben dem Grundzustand nur ein angeregter Zustand angenommen) und einer Eigenschwingung eines Resonatorfeldes. Diese Fragestellung war jedoch in den 60er Jahren rein akademisch, da bei den Experimenten immer eine große Zahl von Atomen verwendet werden mußte und man nicht daran denken konnte, mit einzelnen Atomen zu experimentieren. Es wurde nämlich die stimulierte Emission vieler Atome benötigt, um ein elektromagnetisches Feld hinreichender Stärke zu erhalten, das gut nachweisbar war.

Diese Situation änderte sich grundlegend, als es gelang, mit frequenzveränderlichen Lasersystemen sehr hoch angeregte Rydberg-Atome selektiv zu besetzen. Diese Atome entstehen dadurch, daß ein Elektron in eine Elektronenbahn übergeht, die sehr weit weg vom Atomkern ist; die Energie dieser Zustände liegt sehr nahe an der Ionisationsgrenze des Atoms. Abb. 1 enthält einige Eigenschaften dieser hoch angeregten

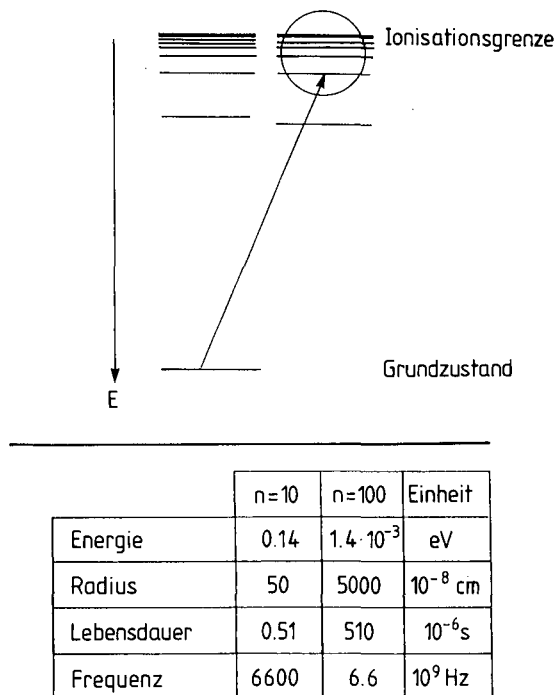


Abb. 1:

Eigenschaften der Rydberg-Atome. Durch Laserstrahlung wird ein Valenz-Elektron des Atoms in eine sehr hochangeregte Bahn nahe der Ionisationsgrenze angeregt. Die Elektronenbahn wird durch die Hauptquantenzahl n charakterisiert. Die Tabelle gibt Bindungsenergie, Radius, Lebensdauer und Umlauffrequenz des angeregten Elektrons wieder.

Atome, die auch Rydberg-Atome genannt werden. Sie haben einen Radius, der 1000–10000 mal größer ist als der eines Atoms im Grundzustand. Die Atome sind in ihrer Größe mit Makromolekülen vergleichbar. Die Besonderheit dieser Rydberg-Atome ist, daß sie mit einem äußeren elektromagnetischen Feld extrem stark wechselwirken, so reicht z.B. das Feld eines einzelnen Photons, eines einzelnen Energiequants aus, um mit der Wahrscheinlichkeit eins, Übergänge zwischen benachbarten Zuständen zu induzieren. Diese hohe Empfindlichkeit gegenüber Mikrowellen ist darauf zurückzuführen, daß wir uns die hochangeregten Atome als fast klassische Gebilde vorstellen können. Je höher die Quantenzahl der Bahn wird, umso klassischer wird das Atom. Das Bild der Planetenbahn des Elektrons um den Atomkern wird umso zutreffender je höher das Elektron angeregt ist; eine Folge davon ist z.B., daß die Umlauffrequenz des Elektrons identisch wird mit der Übergangsfrequenz zu einem benachbarten Zustand. Wir können uns deshalb das Atom als einen großen, mit der Umlauffrequenz des Elektrons schwingenden Dipol vorstellen, der optimal mit der Mikrowelle in Wechselwirkung kommt.

Eine weitere interessante Eigenschaft der hochangeregten Atome ist ihre lange Lebensdauer in bezug auf spontane Übergänge zu tieferen Niveaus, dies ist der Fall, obwohl die Elektronen sehr hoch angeregt sind. Der Grund dafür ist, daß die Übergänge zu benachbarten Zuständen im Mikrowellenbereich liegen, typische Frequenzen sind einige 10^9 Hz, die zugehörigen Wellenlängen betragen einige Zentimeter. In diesem Bereich spielen spontane Übergänge zwischen benachbarten Zuständen praktisch keine Rolle mehr. Sie sind jedoch auch nicht null, was man an der Tatsache sehen kann, daß Übergänge zwischen benachbarten hochangeregten Zuständen des Wasserstoff-Atoms im Weltraum beobachtet werden können. Die Radioastronomen können diese Linien nachweisen und erhalten hieraus Aufschlüsse über bestimmte Regionen im Weltraum. Die Rydberg-Atome entstehen im Weltraum dadurch, daß Elektronen von Protonen (d.h. Wasserstoffkernen) eingefangen werden, langsam gehen dann die Elektronen aus hochangeregten Zuständen in tieferliegende über und senden dabei Mikrowellenstrahlung aus.

Beim Experimentieren im Labor ist neben der Laseranregung auch die Güte des Vakuums entscheidend. Da die Rydberg-Atome so groß sind, werden sie sehr leicht durch Stöße zerstört, es ist deshalb notwendig, die Stöße mit dem Restgas in der Apparatur weitgehend auszuschalten.

Für unser Experiment lassen wir in einer Vakuum-Apparatur Rydberg-Atome durch einen Mikrowellenresonator fliegen, der in Resonanz auf einen Übergang zu einem benachbarten Zustand abgestimmt ist. Ein Schema der Anordnung wird in Abb. 2 gezeigt. Die Größe dieses Resonators entspricht etwa der Wellenlänge des Überganges, die 1,5 cm beträgt. Im Experiment wird dieser Resonator auf eine sehr tiefe Temperatur gebracht, damit die gesamte Strahlungsenergie, die im Resonator aufgrund der Planckschen oder Schwarzkörper-Strahlung vorhanden ist, ausgefroren wird. Wir haben es deshalb mit einem strahlungsfreien Resonator zu tun. Die Temperaturen, bei denen dieser Fall eintritt, betragen etwa 0,1–0,5 K, also nicht mehr sehr weit vom absoluten Nullpunkt entfernt.

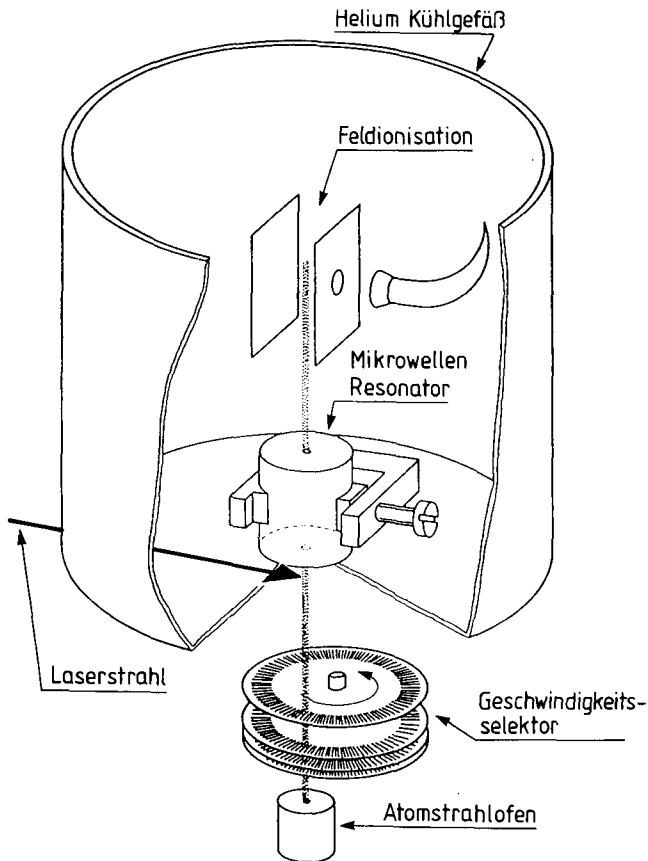


Abb. 2:

Schema des Ein-Atom-Masers. Die gesamte Anordnung befindet sich in einer Vakuumkammer. Die Atome werden in einem kleinen Ofen verdampft, passieren einen Geschwindigkeitsselektor, der nur Atome mit einer bestimmten Geschwindigkeit passieren läßt und werden dann durch Laserlicht in einen hochliegenden Zustand angeregt, bevor sie in den Resonator gelangen. Der Nachweis der angeregten Atome erfolgt in einem elektrischen Feld, wo das nur schwach gebundene Valenz-Elektron abgetrennt wird; ein Sekundärelektronenvervielfacher verstärkt dann das Signal, so daß jedes Elektron nachgewiesen werden kann.

Im Sinne der Quantenphysik ist dieser Resonator als nicht ganz leer zu betrachten. Sie sagt nämlich voraus, daß im Resonator noch ein Feld vorhanden ist, das sogenannte Vakuumfeld. Es besteht aus Fluktuationen, aus Energieschwankungen. Dieses Vakuumfeld ist nicht nur in einem Resonator vorhanden, sondern auch im freien Raum; es ist verantwortlich für die spontanen Übergänge eines Atoms. Die Existenz dieses Feldes können wir somit indirekt über die spontanen Übergänge nachweisen. Außer den

spontanen Übergängen gibt es noch weitere physikalische Phänomene, die auf das Vakuumfeld hinweisen, wie z.B. die Lamb Shift; diese Erscheinungen wollen wir jedoch hier nicht diskutieren.

Das besondere an unserem Resonator ist, daß er aus supraleitendem Material hergestellt ist. Er hat deshalb keine Verluste und kann Strahlungsenergie akkumulieren und speichern. Ferner wird die Energiedichte der Vakuumfluktuationen bei der Resonanzfrequenz sehr stark überhöht. Je höher die Güte des Resonators, d.h. je kleiner die Verluste, um so größer wird auch das elektrische Feld, das durch diese Energiefluktuationen im Resonator hervorgerufen wird.

Kommt ein Rydberg-Atom in diesen Resonator, so bemerkt es das überhöhte Vakuumfeld; die spontanen Übergänge werden deshalb gegenüber dem freien Raum beschleunigt. Im freien Raum, d.h. ohne Resonator hat das Atom eine Lebensdauer in der Größenordnung von Millisekunden; im Resonator zerfällt es innerhalb von 10^{-9} Sekunden. Diese Verkürzung der Lebensdauer des Atoms kann experimentell nachgewiesen werden. Es sollte hier auch erwähnt werden, daß ein Resonator, der nicht auf die Resonanzfrequenz des Atoms abgestimmt ist, die Lebensdauer des Atoms verlängert, da dann der spontane Zerfall verhindert wird. In einem solchen Resonator werden nämlich die Vakuumfluktuationen bei der Resonanzfrequenz unterdrückt. Wenn das Atom in den Resonator eintritt, spürt es an der Feldstärke der Vakuumfluktuationen ob der Resonator in Resonanz ist oder nicht und zerfällt deshalb schneller oder langsamer.

Ist die Güte des Resonators sehr hoch, wie dies bei unseren Experimenten der Fall ist, dann kann das spontan emittierte Photon durch das Atom wieder reabsorbiert werden; es kommt daher, während das Atom durch den Resonator fliegt, zum mehrmaligen Austausch eines Photons zwischen Resonatorfeld und Atom. Es ist ganz klar, daß diese Experimente so durchgeführt werden müssen, daß sich stets nur ein Atom im Resonator befindet, sonst könnten sich nämlich die Felder der einzelnen Atome gegenseitig beeinflussen.

Der Energieaustausch zwischen Atom und Resonator ist eine Funktion der Zeit; es hängt deshalb von der gesamten Wechselwirkungszeit ab, ob ein Atom, nachdem es den Resonator verlassen hat, dort Energie zurückläßt oder nicht. Verläßt es den Resonator im unteren Energie-Zustand, so wurde Energie deponiert; wenn es im oberen Zustand herauskommt, dann bleibt keine Energie zurück. Es ist deshalb notwendig, daß in unseren Experimenten die Geschwindigkeit der Atome kontrolliert wird. Wir tun dies mit einem Geschwindigkeitsselektor für den Atomstrahl. Dieser besteht aus schnell rotierenden Lochscheiben, die hintereinander angeordnet sind. Die Löcher in aufeinanderfolgenden Scheiben sind gegeneinander verdreht angeordnet, so daß nur Atome mit einer ganz bestimmten Geschwindigkeit die Öffnungen passieren können.

Die Energie kann im Resonator für eine gewisse Zeit gespeichert werden, da die Wände aus supraleitendem Material bestehen und deshalb geringe Verluste haben. Passieren deshalb mehrere Atome innerhalb der mittleren Abklingzeit der Energie den Resonator, so baut sich ein Gleichgewichtszustand des Feldes auf. Die mittlere Speicherzeit eines Photons im Resonator beträgt 200 ms und die Durchflußzeit eines

Atome durch den Resonator etwa $30 \mu\text{s}$, d.h. die Energie von rund 7000 Atomen läßt sich maximal speichern. Dieses Mikrowellenfeld hat interessante neue Eigenschaften, die sich erheblich von denen eines normalen Masers unterscheiden.

Zunächst zur Frage wie kann das Feld untersucht werden, ohne die Verhältnisse im Resonator zu ändern. Die einzige Information, die wir über das Feld bekommen können, erhalten wir über die Atome, die den Resonator verlassen. Man kann aus der Geschwindigkeit des Energieaustausches zwischen Atom und Resonatorfeld Rückschlüsse auf die Anzahl der gespeicherten Photonen ziehen. Wir können auch die Statistik der Photonen im Resonator bestimmen. Die Photonenzahl ist nämlich keine Konstante, sie schwankt nach bestimmten Gesetzen. Was man zunächst erwartet, ist eine Poisson-Verteilung, die dadurch charakterisiert ist, daß das Schwankungsquadrat der Photonenzahl gleich ist der mittleren Photonenzahl. Dies ist die Verteilung, die bei allen kohärenten Strahlungsquellen, wie z.B. beim Laser, Maser oder auch bei der Strahlung eines Rundfunksenders zu erwarten ist. Der Ein-Atom-Maser zeigt jedoch wesentlich geringere Schwankungen. Diese Statistik ist nur für ein Quantenfeld erlaubt. Das Beste, was für ein klassisches Feld erhalten werden kann, ist die Poisson-Verteilung – das Quantenfeld erlaubt darüber hinaus noch eine wesentlich geringere Schwankung. Man kann verstehen, warum im Falle des Ein-Atom-Masers dieses wesentlich günstigere Ergebnis erhalten wird; dies soll im folgenden diskutiert werden.

Die Wechselwirkungszeit der Atome im Resonator ist durch die Verwendung eines Geschwindigkeitsselektors festgelegt. Ist diese Geschwindigkeit so eingestellt, daß die Atome den Resonator vorwiegend im angeregten Zustand verlassen, so deponieren sie keine Energie, sie nehmen jedoch auch keine Energie aus dem Resonator heraus. Trotzdem findet eine Wechselwirkung statt. Sie tauschen in der Regel mehrmals Photonen mit dem Resonatorfeld aus; im ganzen gesehen ist die Energiebilanz jedoch ausgeglichen. Genau genommen müssen die Atome etwas Energie im Resonator deponieren, damit die Verluste des Resonators kompensiert werden, dies ist wegen der geringen Verluste jedoch ein kleiner Betrag. Die Atome sind so in der Lage, über den Energieaustausch die Photonenzahl im Resonator zu messen, ohne die Photonenzahl jedoch zu ändern. Dies ist bei der Untersuchung von Strahlungsfeldern normalerweise nicht der Fall. Wenn ein Photon nachgewiesen wird, dann wird es beim Meßprozeß vernichtet, d.h. das Strahlungsfeld wird durch den Meßprozeß verändert. Dies ist im Falle des Ein-Atom-Masers nicht so: man nimmt eine Messung der Photonenzahl vor, ohne die Photonenzahl zu ändern. Dies ist der Grund für die ungewöhnlich kleinen Schwankungserscheinungen.

Dieses Phänomen hat einige interessante Aspekte. Da das nichtklassische Licht geringere Schwankungserscheinungen hat als das einer kohärenten Quelle, ist es für eine Nachrichtenübertragung besonders attraktiv. Wenn es gelingen würde, nichtklassisches Licht für eine Nachrichtenübermittlung zu verwenden, dann könnte man mit geringerer Leistung eine Übermittlung von Signalen über größere Entfernungen vornehmen, was besonders für die Satellitenkommunikation interessant wäre.

Ein anderer wichtiger Gesichtspunkt ist, daß die nichtklassische Strahlung im Ein-Atom-Maser keine fest definierte Phase hat. In der Quantentheorie der Strahlung gibt

es eine Unschärferelation für Amplitude und Phase eines Feldes. Diese Unschärferelation ist analog derjenigen, die Heisenberg für Ort und Impuls eines Teilchens aufgestellt hat. Betrachten wir den Spezialfall der kohärenten Strahlung, so ist bei ihr die Unschärfe gleichmäßig auf Phase und Amplitude verteilt. Bei der Strahlung in unserem Maser sind die Amplitudenschwankungen klein und die Phasenschwankungen entsprechend groß; das Produkt aus beiden bleibt jedoch konstant, wie es durch die Unschärferelation gefordert wird.

Mit den Methoden der nichtlinearen Optik ist es in den letzten Jahren gelungen, auch den anderen Grenzfall der nichtklassischen Strahlung mit besonders stabiler Phase und größeren Amplitudenschwankungen zu erzeugen. Es wird hierbei der parametrische Strahlungserzeugungsprozeß ausgenutzt. Die eingestrahlte Laserstrahlung wird in ihrer Frequenz halbiert; die neu erzeugte Strahlung ist deshalb in der Phase stabiler, da durch den nichtlinearen Prozeß eine sehr starke Ankopplung an die Phase des Pumptlichtes erfolgt. Eine Anwendung dieser phasenstabilen Strahlung ist z.B. die Präzisions-Abstandsmessung, wie sie beim Nachweis von Gravitationswellen wesentlich ist. Heute früh hat bei dem kleinen Symposium Herr Leuchs über diese Problematik gesprochen.

Lassen Sie mich nun noch über ein anderes Phänomen sprechen, bei dem ebenfalls nichtklassisches Licht mit geringer Amplitudenschwankung erzeugt wird und das uns etwas besser verstehen läßt, was nichtklassische Strahlung bedeutet. Es handelt sich um die Fluoreszenz eines einzelnen Ions, das in einer Ionenfalle festgehalten wird. Bei diesem Experiment wird Laser-Strahlung im ultravioletten Bereich für die Anregung der Ionen verwendet.

Gefangene Ionen

In den letzten Jahren haben elektrodynamische Ionenfallen durch die Pionierarbeit von Paul, Dehmelt und Toschek eine große Bedeutung für die Präzisionsspektroskopie erlangt. Mit ihrer Hilfe lassen sich mehrere und sogar auch einzelne Ionen speichern und als isolierte Teilchen spektroskopisch untersuchen. Mit Hilfe von frequenzveränderlicher Laserstrahlung, die in Farbstofflasern erzeugt wird, können die Ionen resonant angeregt werden. Diese Anregung kann so intensiv erfolgen, daß das Ion nach einem Zerfall sofort wieder angeregt wird, von einem einzelnen Ion können somit etwa 10^8 Photonen pro Sekunde erhalten werden; dies sind genügend viele, um ein einzelnes Ion sichtbar zu machen. Der große Vorteil für die Spektroskopie liegt dabei darin, daß die Teilchen ohne Stöße untereinander und mit einer Wand beobachtet werden können. Die elektrischen Felder, die in den Fallen zur Speicherung der Ionen gebraucht werden, sind dabei so klein, daß sie keine nennenswerte Störung der Energiezustände bewirken. Ein weiterer Vorteil ist, daß die Teilchen in einem sehr kleinen Volumen festgehalten werden können; ihre Aufenthaltsdauer im Wechselwirkungsraum mit dem Licht ist deshalb viel größer als die Lebensdauer der betrachteten Übergänge, so daß die Linienbreite nicht zusätzlich vergrößert wird, wie dies z.B. bei Untersuchungen an frei beweglichen Teilchen der Fall ist. Hinzu kommt noch, daß es möglich ist, die eingefangenen

Teilchen durch Photonenrückstoß im Laserlicht zu kühlen, so daß ihre kinetische Energie einer Temperatur im Millikelvin-Bereich entspricht.

Die Elektrodenanordnung einer elektrodynamischen Falle, nach dem Erfinder auch Paul-Falle genannt, wird in Abb. 3 gezeigt. Die Anordnung ist rotationssymmetrisch um die vertikale Mittelachse. Zwischen Ringelektrode und den beiden Polkappen, letztere sind elektrisch miteinander verbunden, wird eine Hochfrequenzspannung (Frequenz ungefähr 10 MHz) angelegt. Die Ionen werden im Innern der Falle erzeugt,

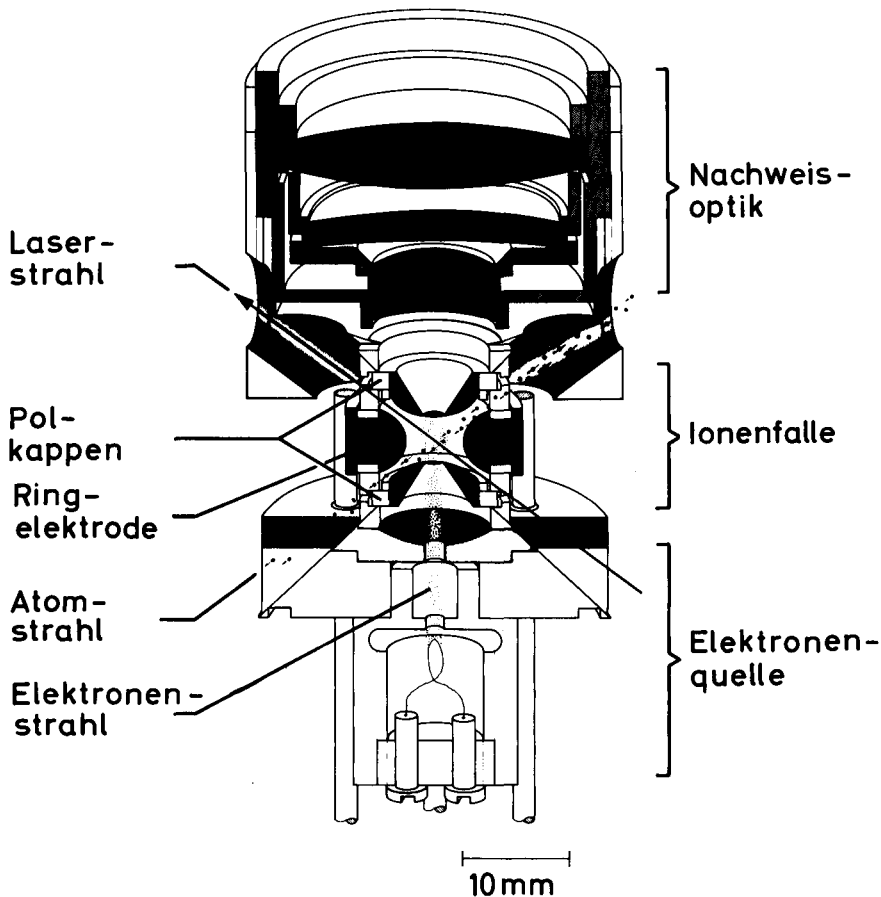


Abb. 3:

Schema einer elektrodynamischen Ionenfalle (Paul-Falle). Die Elektroden der Falle bestehen aus einem Ring und zwei Kappen, die Rotationshyperboloiden entsprechen. Die Kappen sind elektrisch miteinander verbunden; zwischen ihnen und dem Ring wird eine Gleich- und Wechselspannung angelegt. Durch die periodische Änderung der Fallenspannung kann ein dreidimensionales harmonisches Potential für die Ionen erzeugt werden.

weil sie nur dann leicht eingefangen werden können. Hierzu dient ein Atomstrahl und eine Elektronenkanone, die abgeschaltet werden, wenn die Falle geladen ist. Die Elektronen treten durch ein Netz in der unteren Polkappe in den Fallenraum ein, wo sie den Atomstrahl ionisieren. Der Laserstrahl zur Anregung der Ionen wird von rechts unten zwischen Polkappe und Ringelektrode eingeschossen. Durch ein weiteres Netz in der oberen Polkappe betrachtet man schließlich die Fluoreszenzstrahlung der Ionen. In der Bildebene des Linsensystems befindet sich ein Photomultiplier oder die Kathode eines hochempfindlichen Abbildesystems, mit dem der Ort eines Ions oder auch die Verteilung von mehreren Ionen aufgenommen werden kann.

In Abb. 4 ist das Anregungsspektrum eines einzelnen $^{24}\text{Mg}^+$ -Ions gezeigt. Bei Laserfrequenzen, die unterhalb der Resonanzfrequenz liegen, wird das Ion gekühlt. In diesem Bereich ist es aufgrund des Dopplereffektes in Resonanz mit dem Laserlicht, wenn es sich entgegen der Einstrahlungsrichtung bewegt; seine Geschwindigkeit wird dann als Folge der Anregung vermindert, da durch die absorbierten Photonen Impuls übertragen wird. Ist die Laserfrequenz oberhalb der Resonanz eingestellt, wird das Ion auf-

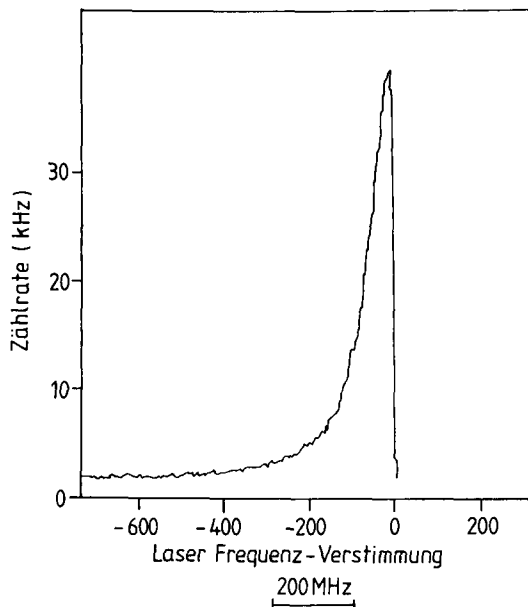


Abb. 4:

Resonanzsignal eines einzelnen gespeicherten Mg^{24} -Ions. Zur Aufnahme des Signals wird die Frequenz des Lasers von niederen zu höheren Werten durchgestimmt. Wird die Resonanzfrequenz erreicht, so schlägt die Kühlung in eine Heizung um, und das Ion verläßt die Falle, deshalb fällt das Signal auf null ab. Die Falle muß mit einem anderen Ion gefüllt werden, bevor die Messung wiederholt werden kann.

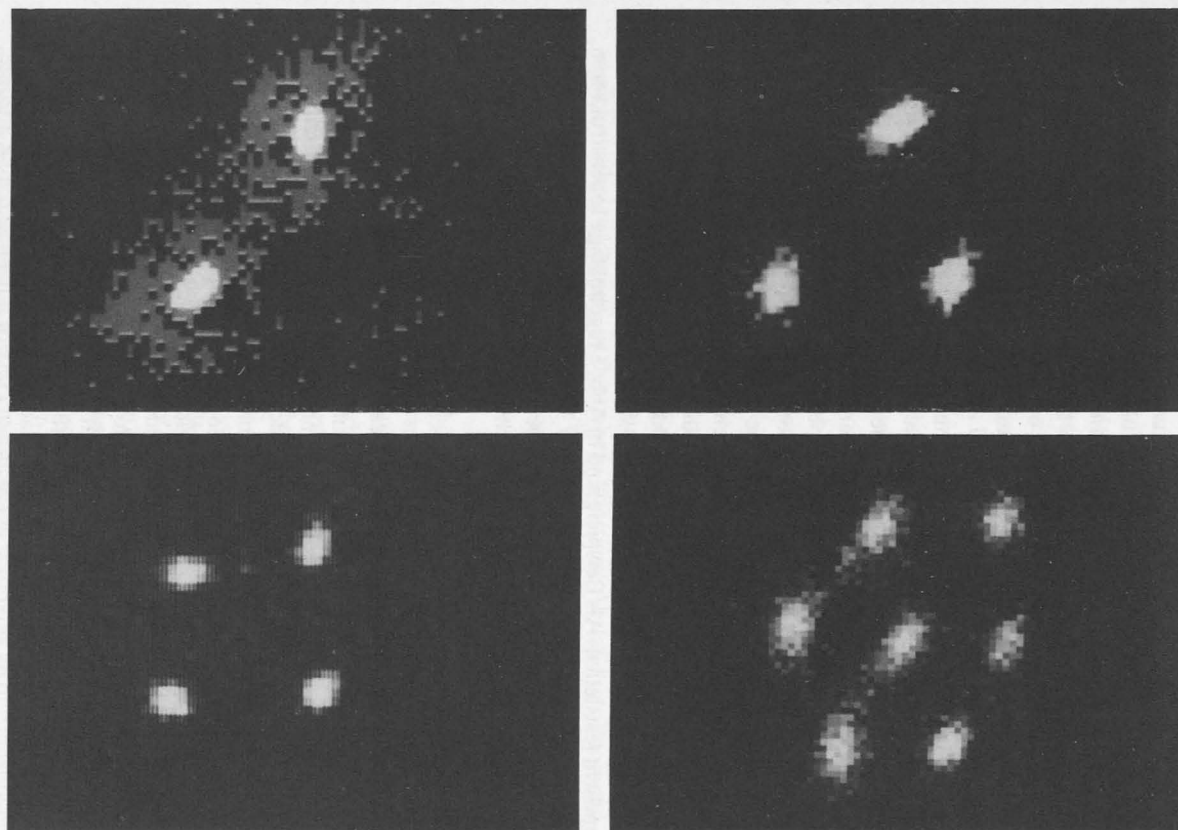


Abb. 5:

Geordnete Ionenstrukturen in einer Paul-Falle. Es handelt sich um Ionenkonfigurationen, die sich in einer Ebene senkrecht zur Symmetrieachse der Falle anordnen, wenn Laserkühlung wirksam ist. Ohne Laserkühlung wird eine Wolke beobachtet, d.h. die Lichtemission der Ionen ist dann über einen größeren Bereich gleichmäßig verteilt.

geheizt und aus dem Fokus des Laserstrahls und manchmal auch aus der Falle herausgetrieben – das Fluoreszenzsignal verschwindet.

Mit Hilfe der Laserkühlung können die Ionen auf eine Temperatur im Millikelvin-Bereich gebracht werden, ihre Bewegungsamplitude wird dann kleiner als die Lichtwellenlänge, damit verschwindet die Dopplerbreite und die Ionenresonanz wird nur durch die natürliche Linienbreite des Übergangs bestimmt. Verwendet man deshalb Ionen mit langlebigen angeregten Zuständen, so können extrem kleine Linienbreiten erzielt werden. Die Ionenfallen bieten die Möglichkeit, ein Frequenznormal mit einer Genauigkeit im Bereich von 10^{18} zu bauen; dies sind etwa vier Größenordnungen mehr als bei den zur Zeit verwendeten Frequenzstandards.

Die Kühlung eines Ions oder weniger Ionen mit Hilfe von Laserlicht ist sehr effektiv. Es kann sogar erreicht werden, daß die Ionen völlig ihre kinetische Energie verlieren. In diesem Falle ordnen sich die Ionen in einer Art Kristallstruktur in der Falle an. Wir erhalten einen Phasenübergang mit einer geringen Anzahl von Teilchen. Die Anordnung der Ionen ergibt sich aus dem Fallenpotential und der Coulomb-Abstoßung zwischen den Ionen. Der Übergang aus der ungeordneten Struktur erfolgt sehr schnell, d.h. mit scharfer Frequenzabhängigkeit und ohne Zwischenstufen.

Die geordnete Ionenstruktur kann mit Hilfe eines Abbildesystems mit Einzelphotonen-Empfindlichkeit nachgewiesen werden. Zu diesem Zweck wurde die Kathode des Abbildesystems in der Bildebene oberhalb des Mikroskop-Objektivs angeordnet. Da die Ionen durch den Laser angeregt werden, läßt sich ihre Position über das reemittierte Fluoreszenzlicht feststellen. Als Beispiele sind in Abb. 5 regelmäßige Ionenstrukturen, die mit Mg^{24} -Ionen beobachtet wurden, gezeigt.

Lassen Sie uns nun jedoch ein einzelnes Ion betrachten, das in der Falle gespeichert ist. Wir regen dieses Ion mit resonantem Laserlicht an und beobachten die Fluoreszenz und zwar messen wir die Photonenkorrelation.

Nichtklassisches Licht eines einzelnen Ions

Die Messung der Photonenkorrelation geht auf das klassische Experiment von Hanbury-Brown und Twiss zurück. In diesem Experiment wird die zeitliche Korrelation von Photonen dadurch analysiert, daß das zu untersuchende Licht in zwei Teilstrahlen aufgespaltet wird und die Koinzidenzrate der Signale zweier Detektoren als Funktion einer relativen zeitlichen Verzögerung der beiden Strahlen gemessen wird. Fällt Licht auf diese Anordnung, so verschwindet die Koinzidenzrate, wenn die zeitliche Verzögerung zwischen den beiden Strahlen größer wird als die sogenannte Kohärenzlänge des Lichtes. Betrachten wir das Experiment im Photonenbild, so können wir das Ergebnis so interpretieren, daß wir die Wahrscheinlichkeit bestimmen, daß auf ein Photon ein zweites nach der entsprechenden Verzögerung folgt. Für eine klassische Lichtquelle, wie z.B. für eine Glühbirne oder eine Gasentladungslampe, sieht das Ergebnis des Experimentes so aus, daß die Wahrscheinlichkeit, ein weiteres Photon nachzuweisen, maximal ist für kurze Verzögerungszeiten. Mit zunehmender Verzögerung nimmt die Koinzidenz ab und erreicht schließlich einen konstanten Wert. Wie bereits erwähnt,

hängt diese Abnahme mit der Kohärenzlänge der Lichtquelle zusammen. Verwendet man anstelle einer Gasentladungslampe Laserlicht, so bleibt die Koinzidenzrate unabhängig von der Verzögerungszeit konstant. Dies liegt daran, daß das Licht eines Lasers eine sehr große Kohärenzlänge hat.

Eine klassische Lichtquelle sendet nämlich die Photonen unregelmäßig aus, und durch die Schwankung der Abstände zwischen den Photonen kommt eine zusätzliche Schwankung in der Intensität zustande. Die Amplitudenschwankungen sind geringer bei Laserlicht, wo man wiederum eine Poissonstatistik findet, d.h. das mittlere Quadrat der Schwankungen ist wiederum proportional zur mittleren Intensität.

Was erhalten wir jedoch für das Licht, das vom einzelnen gespeicherten Ion emittiert wird. Dazu müssen wir den Prozeß der Resonanzfluoreszenz betrachten. Das Ion wird durch das eingestrahlte Laserlicht in einen höheren Zustand angeregt; nach der mittleren Lebensdauer dieses Zustandes emittiert das Ion ein Photon und kehrt wieder in den Grundzustand zurück und wird danach sofort wieder angeregt usw. Das heißt, daß die Photonen in einem Zeitabstand emittiert werden, der etwa der mittleren Lebensdauer des angeregten Zustandes entspricht. Die Zeiten zwischen den Photonen sind praktisch konstant. Das Hanbury-Brown und Twiss Experiment ergibt bei verschwindender Verzögerungszeit die Wahrscheinlichkeit null, für wachsende Zeiten steigt die Wahrscheinlichkeit an, also genau entgegengesetzt wie beim Licht einer Gasentladungslampe und nimmt dann für große Zeiten einen konstanten Wert an.

Das wesentliche Charakteristikum, was wir für nichtklassisches Licht dem Experiment entnehmen können, ist der nahezu konstante Abstand der Photonen. Das Licht zeigt im Gegensatz zum Licht einer Gasentladungslampe eine geringere Schwankung, da die Photonen in nahezu gleichmäßiger Folge emittiert werden und die Schwankungen nicht durch ungleiche Zwischenräume zwischen den Photonen noch vergrößert werden.

In Abb. 6 ist gezeigt, wie die Photonenfolgen für thermisches Licht (Glühlampe), Laserlicht und für ein einzelnes gespeichertes Ion vorzustellen haben. Rechts neben der Photonenfolge sind die Intensitätsschwankungen gezeigt, die sich bei Registrierung des Signalstromes mit einer empfindlichen Photozelle ergeben. Der nahezu konstante Signalstrom für das Licht eines einzelnen gespeicherten Ions ist auf die nahezu gleichmäßige Photonenfolge zurückzuführen. An dieser Stelle sollte noch erwähnt werden, daß die Phase des nichtklassischen Lichts wiederum sehr großen Schwankungen unterworfen ist, wie es die quantenphysikalische Unschärferelation für Amplitude und Phase für eine elektromagnetische Welle verlangt.

Auch im Zusammenhang mit der Photonenstatistik eines Einzelions möchte ich auf die Problematik der Messung nichtklassischer Strahlung zurückkommen: erfolgt die Messung nicht mit einer Photonennachweiswahrscheinlichkeit eins, d.h. wird durch den Detektor nicht jedes Photon nachgewiesen oder kommen andere Verluste bei der Messung der Strahlung vor, so erhält man keine gleichmäßige Photonenfolge mehr, die Statistik nähert sich dann wieder einer Poisson-Verteilung an und entspricht somit wiederum der kohärenten Strahlung. Die nichtklassische Strahlung und das Experimentieren mit nichtklassischer Strahlung ist somit eine sehr kritische Angelegenheit, da der

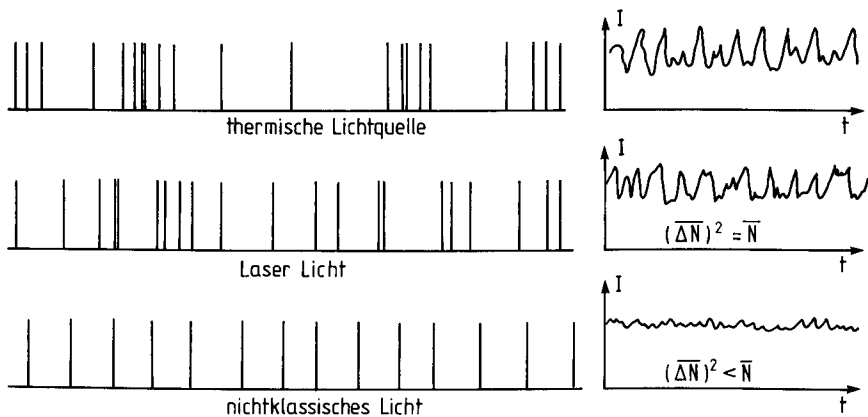


Abb. 6:

Photonenstatistik verschiedener Lichtquellen. Gezeigt wird die Folge der Photonen, wie sie von einem hochempfindlichen Detektor gemessen wird. Im unteren Teil ist das Licht eines einzelnen gespeicherten Ions gezeigt. (Die Größe \bar{N} steht für die mittlere Photonenzahl und $(\Delta\bar{N})^2$ für das mittlere Schwankungsquadrat der Photonenzahl.)

Meßprozeß selbst das Strahlungsfeld verändert und somit das Meßergebnis beeinflussen kann. Es ist deshalb sehr wesentlich, die jeweiligen Messungen genau zu analysieren und zu überprüfen.

Schlußbemerkung

Mit diesem Beitrag haben wir gezeigt, daß die modernen Laser-Experimentiermethoden es erlauben, Experimente mit einzelnen Atomen und einzelnen Photonen durchzuführen. Wir erhalten dadurch neue Einblicke in die Quantenphysik, dies auch dadurch, daß viele Gedankenexperimente, die immer wieder in der Vergangenheit diskutiert worden sind, jetzt tatsächlich durchgeführt werden können. Insbesondere erhalten wir auch die Möglichkeit, Zeitmittelwerte zu messen und mit Ensemblemittelwerten zu vergleichen. Die Experimente ergeben bisher in allen Fällen eine sehr gute Übereinstimmung mit der Quantenphysik, so daß wir im Moment keine Veranlassung haben, die Quantenvorstellung in Zweifel zu ziehen. Neue Einsichten ergeben sich jedoch durch das Experimentieren mit nichtklassischer Strahlung, wodurch auch neue Information über den quantenmechanischen Meßprozeß erhalten werden kann. Die Ein-Atom-Maser Experimente ermöglichen einen unmittelbaren Zugang zum Vakuumfeld und dessen Beeinflussung. Es ist sicher, daß die Experimente hierzu noch weitere interessante Resultate ergeben werden.

Literatur

Zusammenfassende Artikel:

- [1] Der Ein-Atom-Maser, die Quantenelektrodynamik in einem Resonator und die Erzeugung nichtklassischer Strahlungsfelder, H. Walther, Phys. Blätter **43**, 33–39 (1987).
- [2] Rydberg Atoms: A Testing Ground for Quantum Electrodynamics, P. Filipowicz, P. Meystre, G. Rempe, H. Walther, Optica Acta **32**, 1105–1123 (1985).
- [3] Ionenkristalle und Phasenübergänge in einer Ionenfalle, F. Diedrich, E. Peik, J.M. Chen, W. Quint, H. Walther, Phys. Blätter **44**, 12–15 (1988).
- [4] The One-Atom Maser – A Test System for Simple Quantum Electrodynamical Effects, H. Walther in Atomic Physics X, herausgegeben von H. Narumi, I. Shimanura, 33–350 (1987), Elsevier Science Publishers.
- [5] Single Atom Oscillators, H. Walther, Europhysics News **19**, 105–108 (1988).

Literatur zu Einzelproblemen:

- [6] The One-Atom Maser, D. Meschede, H. Walther, G. Müller, Phys. Rev. Lett. **54**, 551–554 (1985).
- [7] Quantum Electrodynamical Effects in Finite Space, P. Dobiasch, H. Walther, Proceedings of Symposium „Alfred Kastler“, Ann. Phys. Fr. **10**, 825–843 (1985).
- [8] Observation of Quantum Collapse and Revival in a One-Atom Maser, G. Rempe, H. Walther, N. Klein, Phys. Rev. Lett. **58**, 353–356 (1987).
- [9] Non-classical Radiation of a Single Stored Ion, F. Diedrich, H. Walther, Phys. Rev. Lett. **58**, 203–206 (1987).
- [10] Connection between Micro- and Macroscopic Maser Theory, L.A. Lugiato, M.O. Scully, H. Walther, Phys. Rev. A **36**, 740–743 (1987).
- [11] Observation of a Phase Transition of Laser-Cooled Stored Ions, F. Diedrich, E. Peik, J.M. Chen, W. Quint, H. Walther, Phys. Rev. Lett. **59**, 2931–2934 (1987).
- [12] State Reduction and $|n\rangle$ -State Preparation in a High Q Micromaser, J. Krause, M.O. Scully, H. Walther, Phys. Rev. A **36**, 4547–4550 (1987).
- [13] Phase Transitions of Stored Laser-Cooled Ions, R. Blümel, J.M. Chen, E. Peik, W. Quint, W. Schleich, Y.R. Shen, H. Walther, Nature **334**, 309–313 (1988).
- [14] Very Low Temperature Behaviour of a Micromaser, P. Meystre, G. Rempe, H. Walther, Optics Lett. **13**, 1078–1080 (1988).